Vielfachstreuung von α-Strahlen in dünnen Metallfolien.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Eberhard Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Georg Maurer

aus **Reutlingen**

1932.

Referent: Professor Dr. H. Geiger
Dekan: Professor Dr. F. Machatschki
Tag der mündlichen Prüfung: 2. Juni 1932.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meinen Eltern.

Inhaltsverzeichnis:

1. Einleitung 395
2. Versuchsanordnung
   - a) Die Apparatur 398
   - b) Die Blenden 398
   - c) Die Justierung der Apparatur 399
   - d) Streufolien und Bremsfolien 399
   - e) Die Präparate 401
   - f) Der Spitzenzähler und seine Kontrolle . . 401
3. Ein Beispiel einer Messung 403
4. Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels von der Geschwindigkeit der α-Strahlen 406
5. Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels von der Schichtdicke der Streufolien 407
6. Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels vom Material der Streufolien 408
7. Die Diskussion der Ergebnisse 409

Zusammenfassung 410

Mit Hilfe des Spitzenzählers (Proportionalzähler) konnte die Vielfachstreuung der α-Strahlen in Metallen erheblich genauer bestimmt werden, als dies früher mit der Szintillationsmethode möglich war. Es wird gezeigt daß entgegen älteren Messungen die Streuung dem reziproken Geschwindigkeitsquadrate proportional ist. Bezüglich der Abhängigkeit von der Ordnungszahl wurden erhebliche Abweichungen von der Proportionalität festgestellt, die auf Abschirmung der Kernladung durch die Elektronenhülle zurückzuführen sind. In ihrer Gesamtheit bestätigen die Messungen die Bothesche Theorie, zeigen aber, daß der Kernabschirmung weitergehend Rechnung getragen werden muß, als es dort geschehen ist.

1. Einleitung.

Die unter dem Namen Vielfachstreuung bekannten, von Rutherford[1]) im Jahre 1906 beobachteten Erscheinungen beim Durchgang von α-Strahlen durch dünne Schichten von Materie wurden erstmals von Geiger[2]) 1910 quantitativ zu erfassen versucht. Unter Verwendung einer nahezu punktförmigen Strahlenquelle von Radium C′ nahm Geiger seine Messungen nach der damals angesichts der geringen Teilchenzahl zuverlässigsten Methode der Szintillationszählungen vor. Die seitliche Begrenzung des Strahlenbündels erfolgte durch eine Lochblende von kleiner Öffnung. Bei der Messung wurde ein Flächenelement Δf in variablem Abstande r vom Zentrum des in den Strahlengang gestellten Szintillationsschirmes ausgezählt, wobei das Zentrum durch die scharf begrenzten Einschläge der α-Strahlen ohne Streufolien gegeben war.

Geiger definierte als wahrscheinlichsten Streuwinkel jenen Winkel, der gegeben ist als $\lambda = \operatorname{arctg} r_0/s$, wo r_0 gleich dem Abstande r vom Zentrum ist, für den $2 r \pi n(r)$ ein Maximum wird. Denn obwohl die Dichte $n(r)$ der gestreuten α-Strahlen mit wachsendem Abstande r vom Zentrum abnimmt, geht die in einen Hohlkegel des erzeugenden Winkels λ bis $\lambda + \Delta\lambda$ gestreute Intensität, die in einen Ring $2 r\pi \cdot \Delta r$ trifft, mit wachsendem Abstande r durch ein Maximum. Der dazugehörige Winkel λ stellt dann den wahrscheinlichsten Streuwinkel dar.

---

[1]) E. Rutherford, Phil. Mag. **12**, 143, 1906.

[2]) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. London (A) **81**, 174, 1908; **83**, 492, 1910.

Geiger konnte die Ergebnisse seiner Messungen durch folgende Beziehungen darstellen:

1. Der wahrscheinlichste Streuwinkel λ ist umgekehrt proportional der dritten Potenz der α-Strahlengeschwindigkeit.

2. Bei Verwendung dünner Streufolien ist λ proportional der Wurzel aus dem Luftäquivalent L der Streufolien, das mit der Schichtdicke x korrespondiert, während bei größeren Dicken λ durch eine lineare Funktion besser wiedergegeben wird. Geiger zeigte in einer späteren Arbeit[1]), daß dieses abweichende Verhalten in dicken Folien auf die Geschwindigkeitsabnahme der α-Strahlen in der Streufolie zurückzuführen ist.

3. Der Streuwinkel λ ist in verschiedenen Substanzen gleichen Luftäquivalents proportional der Wurzel aus dem Atomgewicht.

Im Jahre 1913 wiederholte Mayer[2]) solche Messungen nach etwas anderer Methode, welche ihm größere gestreute Intensität lieferte, die aber andererseits unübersichtlicher war und den gewünschten Streuwinkel erst nach Berechnung zweier Kurven und deren Ausplanimetrierung ergab. Mayer arbeitete mit linearer Strahlenquelle und linearem Spalt. Zum Nachweis der α-Strahlen verwendete er sowohl den Szintillationsschirm wie auch die photographische Platte.

Bei seiner Anordnung lag es näher, einen mittleren Ablenkungswinkel zu definieren, der dem wahrscheinlichsten Streuwinkel proportional ist. Für diesen Winkel konnte er im wesentlichen die Geigerschen Resultate bestätigen, ohne ihnen prinzipiell Neues hinzuzufügen.

Diesen experimentellen Befunden stehen gegenüber die theoretischen Schlußfolgerungen von Geiger und von Bothe.

Geiger[3]) schloß aus ähnlichen Verhältnissen bei der Zusammensetzung einheitlicher Vektoren regelloser Richtungen, die von Lord Rayleigh theoretisch erfaßt wurden, auf eine Proportionalität zwischen dem wahrscheinlichsten Streuwinkel und der Quadratwurzel aus der Schickdicke. Er zeigte ferner, daß eine Verteilung nach dem Gaußschen Fehlergesetz zu erwarten ist.

Bothe[4]) diskutierte das Gaußsche Fehlergesetz sehr gründlich und wandte es dann auf den speziellen Fall der Vielfachstreuung von α-Strahlen an. Er zeigte, daß ein zweidimensionales Gaußsches Fehlergesetz nur zu erwarten ist,

---

[1]) H. Geiger, Proc. Roy. Soc, London (A) **86**, 235, 1912.
[2]) F. Mayer, Ann. d. Phys. **41**, 931, 1913.
[3]) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. London (A) **83**, 492, 1910; **86**, 235, 1912.
[4]) W. Bothe, ZS. f. Phys. **4**, 161, 1921; **4**, 300, 1921; **5**, 63, 1921.

1. wenn alle die Elementarablenkungen ϑ, die größer sind als ein zu bestimmendes ϑ_1, keinen merklichen Beitrag zu der Verteilung der α-Strahlen über kleine Winkel liefern, und

2. wenn dieser Winkel ϑ_1 doch so klein gewählt werden kann, daß er klein bleibt gegenüber dem Gesamtstreuwinkel λ.

Diese beiden Bedingungen sind nach Bothe nicht gleichzeitig exakt erfüllbar, weshalb sich ein Gaußsches Fehlergesetz nur zur angenäherten Beschreibung der Beobachtungen wird heranziehen lassen.

Im Gaußschen Fehlergesetz, das Aufschluß über die Verteilung der α-Strahlen über kleine Winkel geben soll, ist der Nenner des Exponenten $\overline{\Theta}^2 = 2\,\lambda^2$, wobei $\overline{\Theta}$ die mittlere, λ die wahrscheinlichste resultierende Ablenkung bedeutet. Indem Bothe die mittlere resultierende Ablenkung aus Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen über die elementaren Einzelablenkungen ϑ errechnete, die aus klassischen Stoßbetrachtungen folgen, gelangte er zu einem numerischen Ausdruck für λ:

$$\lambda = 4{,}0 \cdot 10^{17} \sqrt{\frac{\varrho}{A}\, x} \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{Z}} \cdot \frac{Z}{v^2} \cdot$$

Zur Bestimmung der Einzelablenkungen ϑ als Funktion des Zielabstandes p war es nötig, die abschirmende Wirkung der Hüllenelektronen auf das Kernfeld abzuschätzen. Dabei machte Bothe die vereinfachende Annahme, daß die negative Ladung der Elektronenhülle homogen über das Atom verteilt sei, und berechnet hieraus einen Korrektionsfaktor $\left(1 - \frac{p^2}{R^2}\right)^{3/2}$, mit dem der bekannte Ausdruck für die Elementarablenkung $\frac{2 Z e^2}{m v^2 p}$ noch zu multiplizieren sei. Es wird sich zeigen, daß diese vereinfachende Annahme wahrscheinlich nicht gemacht werden darf.

Ein Vergleich der Bothe schen Formel mit den früheren Meßergebnissen zeigt, daß hinsichtlich des Einflusses der Schichtdicke der Streufolien befriedigende Übereinstimmung vorhanden ist. Dagegen weist die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit beträchtliche Unstimmigkeiten auf, und auch die Abhängigkeit vom Material der Streufolien zeigt große Abweichungen. Aus diesem Grunde wurden die Versuche im folgenden neu aufgenommen und erweitert.

Zur Zählung der α-Strahlen wurde der Proportionalzähler von Geiger und Klemperer verwendet, da er — im Gegensatz zur Szintillationsmethode — in Verbindung mit einer automatischen Registrieranordnung über relativ lange Zeiten zu zählen gestattet und trotz intensiver β- und γ-Strahlung praktisch keinen Resteffekt aufweist. Außerdem ermöglicht er das Aus-

zählen konzentrischer ringförmiger Bereiche und damit gleichzeitige Erfassung aller in einen gewissen Winkelbereich gestreuten α-Strahlen. Die hiermit gewonnene erheblich größere Intensität gestattete schärfere Strahlendefinition, die ihrerseits einwandfreie Beobachtungen unter sehr kleinen Winkeln ermöglichte.

2. *Die Versuchsanordnung.*

a) Die Apparatur (Fig. 1). R ist ein Messingrohr von 211 mm Länge, das an beiden Enden je einen ebenen Flansch trägt. Am linken Flansch

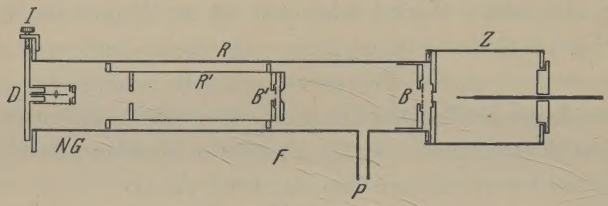

Fig. 1. Die Apparatur.

sind drei Justierschrauben J befestigt, die je um 120° gegeneinander versetzt sind. Zwischen ihnen ist ein Abschlußdeckel D gelagert. Dieser Deckel enthält in einer sehr genauen zentrischen Bohrung eine auswechselbare Nadel N, die in Thoriumemanation aktiviert wurde und als Strahlenquelle dient. Über den Ansatz des Deckels D ist ein abnehmbarer Messingzylinder gesteckt, dessen eines Ende als ziemlich weite Blende von 1,5 mm Halbmesser ausgebildet ist, auf der direkt vor dem Präparat die Bremsfolien G aus Glimmer befestigt werden konnten.

Innerhalb des Rohres R befindet sich ein verschiebbares zweites Messingrohr R', das die Lochblende B' und die davor angebrachte Streufolie F trägt. P ist ein Pumpansatz. Kurz vor dem Ende des Rohres R befindet sich eine Fassung zur Aufnahme der Ringblenden B. Z ist der Spitzenzähler.

Die Entfernung zwischen der Streufolie F und der Ringblende B konnte durch Verschieben des Rohres R' geändert werden. Sie betrug in den meisten Fällen etwa 7 cm, bei einer anderen Serie von Messungen etwa 3,6 cm. Der Abstand zwischen der Blende B' und der Streufolie F war im allgemeinen 5 mm.

b) Die Blenden. Die bei den Messungen benutzten Ringblenden B (Fig. 2) bestanden aus einer Lochblende a, in deren Zentrum ein kreisförmiges Messingblech b mittels eines keilförmigen Bleches c angebracht war. Der spitze Winkel des Keiles wurde für sämtliche Ringblenden genau gleich gewählt, so daß sich eine Korrektion erübrigte. Die Differenz der

Radien r_1 und r_2 von Lochblende und Zentralkörper betrug etwa 0,25 mm und wurde von Fall zu Fall mikroskopisch bestimmt. Als mittlerer Radius r_m der Ringblende wurde das arithmetische Mittel dieser beiden Radien r_1 und r_2 bezeichnet.

Nach Fertigstellung der Blenden ergab eine experimentelle Kontrolle der Ringflächen durch Auszählen durchtretender α-Strahlung Übereinstimmung mit dem mikroskopisch erhaltenen Ergebnis.

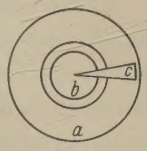

Fig. 2.
Die Ringblenden.

Die in den Tabellen als Nr. 00 und Nr. 0 aufgeführten Blenden sind nur Lochblenden. Die kleinere wurde als Ringblende mit einem Zentralkörper vom Halbmesser 0 aufgefaßt. Bei der Blende Nr. 0 war die Anbringung eines Zentralkörpers in exakter Weise zu schwierig. Sie wurde zu Differenzmessungen mit der Blende Nr. 00 benutzt. Das Fehlen des Keiles c machte eine nicht mehr besonders aufgeführte Korrektion von 4% nötig.

c) Die Justierung der Apparatur. Die Messung sehr kleiner Winkel erforderte eine genaue Justierung der Apparatur. Es mußte die Nadelspitze mit den Zentren der beiden Blenden B' und B in eine Richtung gebracht werden. Während nun die Blende B fest im Rohre R, die Blende B' fest im Rohre R' gelagert war, konnte der Deckel D, der das Präparat trug, mittels der Justierschrauben J seitlich bewegt werden. Zum Zwecke der Justierung wurde der kreisförmige Abschlußdeckel D durch einen genau gleichgroßen ersetzt, der ein von einer Mattscheibe bedecktes zentrales Loch besaß. Nach Entfernen des Spitzenzählers wurde vor der als feine Lochblende gewählten Blende B eine starke Lichtquelle aufgestellt, die ein Strahlenbündel durch die Blenden B und B' auf die Mattscheibe schickte. Durch Verändern der Justierschrauben J war es dann ein leichtes, das Zentrum des Deckels D mit dem Zentrum dieses Lichtbündels zur Deckung zu bringen.

Von Zeit zu Zeit, mindestens aber nach jeder Verschiebung des Rohres R' wurde neu justiert.

d) Streufolien und Bremsfolien. Zu den Messungen wurden drei verschiedene Typen von Streufolien verwendet:

1. Gold- oder Silberschichten, die im Hochvakuum auf Zelluloidhäutchen von etwa 0,1 μ Dicke aufgedampft waren. Mit diesen wurde die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels von der Geschwindigkeit der α-Strahlen bestimmt. Die Zelluloidunterlage erschien unbedenklich, da die theoretischen Betrachtungen über die Abhängigkeit von der Ge-

schwindigkeit keinerlei spezielle Voraussetzungen über das zerstreuende Atom verlangen. Zudem sollten spätere Messungen an freitragenden Folien die Berechtigung dazu noch experimentell ergeben. Der Grund für die Verwendung dieser Folien liegt in ihrer Homogenität, in ihrer Haltbarkeit und in ihrer leichten Herstellungsweise, denn die Ablösung vom Zelluloid und die saubere Aufspannung der Folien macht einige Schwierigkeiten.

2. Eine zweite Gruppe von Streufolien wurde ebenfalls durch Aufdampfen auf Zelluloidhäutchen im Hochvakuum hergestellt, doch wurde nachher das Zelluloid wieder sorgfältig entfernt. Zu diesem Zwecke brachte man die Folien in eine fast gesättigte Lösung von Zelluloid in Amylacetat, hierauf in reines Amylacetat und badete sie zuletzt mehrfach in reinem Aceton.

3. Aluminium wurde nicht aufgedampft, da bei dieser leichten Substanz relativ dicke und deshalb genügend homogene gewalzte Folien verwendet werden konnten.

Die Messungen über die Abhängigkeit der Streuung von dem zerstreuenden Material machten genaue Dickenbestimmungen der Folien notwendig. Zu diesem Zwecke wurden genau bekannte Flächen aus den Folien ausgestanzt und gewogen. Während die Aluminiumstücke auf einer Torsions- und einer Balkenwaage gewogen werden konnten, mußte das Gewicht der Gold- und Silberfolien auf einer Quarzfadenwaage festgestellt werden. Eine solche Waage von hoher Empfindlichkeit ist im hiesigen Institut von Lohfert[1]) durchkonstruiert worden, der mir auch in liebenswürdiger Weise beim Wiegen behilflich war. Diese Waage besitzt eine Empfindlichkeit von 0,00297 mg pro Skalenteil, wobei 19 Skalenteile bei einer Fadenlänge von etwa 30 cm einer Senkung des Fadenendes von 1 mm entsprechen. Durch Vorbelastung der Waage wurde dafür gesorgt, daß stets bei annähernd derselben Durchbiegung in einem sorgfältig geeichten Bereiche abgelesen werden konnte, so daß die Wägung auf $\pm 2\%$ genau anzusehen ist.

Tabelle 1 enthält genauere Angaben. Spalte 2 zeigt das Gewicht der Streufolien in Milligramm. In Spalte 3 ist die Fläche der gewogenen Stücke eingetragen, während Spalte 4 die mit dem bekannten spezifischen Gewicht berechneten Dicken enthält.

Zur Kontrolle der Gleichmäßigkeit der Aufdampfung wurden aus der Goldfolie IV drei Stücke an verschiedenen Stellen ausgestanzt und gesondert behandelt. Wie aus Spalte 2 ersichtlich ist, beträgt die Abweichung

---

[1]) H. Lohfert, Dissertation Tübingen. Erscheint demnächst.

Tabelle 1. Übersicht über die Streufolien und Bremsfolien.

1	2	3	4	5	6	7
Streufolien	Gewicht mg	Größe der Fläche cm^2	Dicke $\cdot 10^5$ cm	Bremsfolien Nr.	Luftäquivalent cm	Restreichweite cm
Goldfolie IV	0,210	0,465	Mittel	1	1,88	6,29
	0,213		2,34	2	3,24	4,93
	0,206			3	4,26	3,91
Silberfolie I	0,382	1,738	2,10	4	5,52	2,65
Aluminiumfolie I	2,934	1,942	56,0	5	5,92	2,25

vom Mittelwert weniger als 2%, woraus zu schließen ist, daß das Gold sehr gleichmäßig aufgedampft wurde.

Die Bremsfolien dienten der Herabsetzung der Geschwindigkeit der α-Strahlen. Ihre Luftäquivalente wurden mittels Druckvariation unter Verwendung des Spitzenzählers in der beschriebenen Apparatur bestimmt. Die Luftäquivalente dieser Bremsfolien sind in Spalte 6, die Restreichweiten der Thorium C′-Strahlung nach Durchsetzen der bremsenden Glimmerfolien in Spalte 7 der Tabelle 1 eingetragen. Diese Werte sind auf 0^0 und 760 mm Hg bezogen.

e) Die Präparate. Als Strahlenquelle wurde der aktive Niederschlag der Thoriumemanation auf den hochglanzpolierten Spitzen gewöhnlicher Nähnadeln benutzt, wobei jede Nadel nur einmal Verwendung fand. Die Aktivierung dauerte gewöhnlich genau 24 Stunden und entsprach etwa 0,1 mg Radium. Eine Korrektion auf den natürlichen Zerfall erfolgte auf Grund der bekannten Abklingungsgesetze.

Die α-Strahlen des Thorium C mit der Reichweite 4,53 cm wurden durch Glimmerfolien direkt vor dem Spitzenzähler absorbiert, falls ihr Eindringen in den Zähler noch zu erwarten war. Die Messungen selbst wurden nur mit den α-Strahlen des Thorium C′ ausgeführt, deren Reichweite 8,17 cm und deren Emissionsgeschwindigkeit $2{,}052 \cdot 10^9$ cm/sec beträgt[1]).

f) Der Spitzenzähler und seine Kontrolle. Die Zählung der α-Strahlen erfolgte mit einem normalen Geigerschen Spitzenzähler, der als reiner α-Strahlenzähler[2]) verwendet wurde. Trotz intensiver β- und γ-Strahlung der Präparate zeigte sich nach Absorption der α-Strahlen in Luft im Mittel ein Resteffekt von nur einem Stromstoß in 20 Minuten. Eine Korrektion der Messungen wegen des Resteffektes war daher in fast allen Fällen überflüssig.

[1]) Lord Rutherford, C. E. Wynn-Williams u. W. B. Lewis, Proc. Roy. Soc. London (A) **133**, 351, 1931.

[2]) H. Geiger u. O. Klemperer, ZS. f. Phys. **49**, 753, 1928.

Die erforderliche Zählerspannung wurde durch wiederholte Aufnahme einer Charakteristik, wie sie in Fig. 3 wiedergegeben ist, bestimmt. Auf der Ordinate ist die pro Minute gezählte Anzahl N der α-Strahlen in relativem Maße aufgetragen, auf der Abszisse die negative Gehäusespannung des Zählers in Volt. Der Anstieg bei etwa — 1469 Volt, der auf den Beginn der Zählung von β- und γ-Strahlen zurückzuführen ist, erfolgt ziemlich plötzlich. Dieser Punkt konnte vor und zwischen den Messungen einer Meßreihe stets rasch aufgefunden werden. Ein um etwa 8 Volt niedrigerer Spannungswert lag dann mitten im Proportionalitätsbereich. Es mußte Wert auf gute Konstanz der Zählerspannung gelegt werden, weshalb mit einem Satze von Trockenbatterien gearbeitet wurde, deren Spannungskonstanz, abgesehen von einer schwachen Temperaturabhängigkeit, recht gut war.

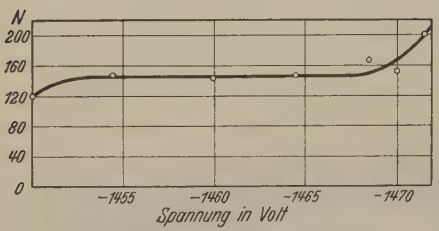

Fig. 3. Charakteristik des Zählers.

Ferner wurde der Zähler von Zeit zu Zeit daraufhin untersucht, ob er gleichmäßig über die ganze Zähleröffnung anspricht. Man brauchte nach Entfernen der Blende B', die das Strahlenbündel seitlich begrenzt, nur zu beobachten, wie viele α-Strahlen bei Verwendung der verschiedenen Ringblenden pro Minute gezählt wurden. Die Zahlen für ein Beispiel sind in Spalte 2 der Tabelle 2 zu finden. Dividiert man diese Werte durch die Größe der Ringflächen, die in Spalte 3 eingetragen ist, so sollte sich ein konstanter Wert ergeben. Spalte 4 zeigt, daß dies gut erfüllt war, was nach den Untersuchungen von Hild[1]) über den Spitzenzähler erwartet werden konnte.

Tabelle 2. Gleichmäßiges Ansprechen des Zählers über seine Öffnung.

1	2	3	4	5
Mittlerer Halbmesser der Ringblenden mm	α-Strahlen pro Minute	Größe der Ringflächen mm^2	Spalte 2 / Spalte 3	Gesamte beobachtete Teilchenzahl
0,126	2,64	0,20	13,2	128
0,61	13,4	1,00	13,4	243
1,015	18,5	1,46	12,7	241
1,355	28,4	2,27	12,5	327
1,61	34,5	2,58	13,4	518

[1]) K. Hild, Dissertation Kiel 1930.

Die Impulse des Spitzenzählers wurden über einen normalen fünfstufigen Röhrenverstärker direkt einem elektromagnetischen Zählwerk zugeleitet. Da sämtliche beobachteten Teilchenzahlen bei meinen Messungen unter 50 pro Minute lagen, genügte das Auflösungsvermögen[1]) der Apparatur vollauf, um eine Korrektion überflüssig zu machen.

3. Ein Beispiel einer Messung.

Nach Justierung der Apparatur wurde die aktivierte Nadel eingesetzt und die Apparatur auf einen Druck von etwa 1 mm Hg ausgepumpt. Die Störung durch die Gasreste konnte sich nur bei einer Restreichweite der α-Strahlen unter 1 cm in Luft von Atmosphärendruck bemerkbar machen und wurde auch durch eine kleine Korrektur eliminiert.

Die Zahlen der während einer genau bestimmten Zeitdauer registrierten α-Strahlen sind in Spalte 3 der Tabelle 3 eingetragen. Spalte 1 enthält die Dauer der Messung in Minuten, wobei der Zeitpunkt der Entnahme des Thoriumpräparates als Nullpunkt genommen wurde, Spalte 2 den mittleren Halbmesser der jeweils verwendeten Ringblende. In Spalte 4 ist die auf 1 Minute reduzierte beobachtete Teilchenzahl zu finden. Da aber die Ringbreite der Blenden etwas verschieden ist, mußten diese Zahlen auf eine einheitliche Breite umgerechnet werden. Außerdem war noch eine Korrektur

Tabelle 3. Zahlenbeispiel einer Messung.

1	2	3	4	5
Meßdauer Minuten	Mittlerer Blendenhalbmesser mm	Registrierte Teilchenzahl	Teilchenzahl pro Minute	Korrigierte Teilchenzahl pro Minute
60—80	—	1	0,05	Resteffekt
84—119	0,126	198	5,68	28,4
121—177	0,61	1166	20,8	106,0
178—188	0,61	0	0,0	Resteffekt
192—214	0,38	449	20,4	83,8
217—243	0,88	500	19,2	111,0
244—271	0,88	1	0,04	Resteffekt
273—299	1,11	445	17,1	101,0
302—312	1,355	135	13,5	78,8
315—329	1,61	148	10,6	65,8
332—380	0,715	818	17,0	114,4
381—388	0,715	0	0,0	Resteffekt
389—428	0,61	668	17,1	114,2
429—434	0,61	0	0,0	Resteffekt

[1]) Bei möglichster Vermeidung von zeitlicher Verbreiterung der Stromstöße des Zählers beim Verstärkungsvorgang registrierte das mechanische Zählwerk bei 650 α-Strahlen/Minute immer noch etwa 94%.

auf den zeitlichen Abfall des Präparates erforderlich. Die dermaßen korrigierte, pro Minute beobachtete Anzahl der gestreuten α-Strahlen ist in relativem Maße in Spalte 5 aufgeführt. Sie wurde dann als Funktion des mittleren Ringblendenhalbmessers r_m graphisch dargestellt (Fig. 4). Diese Kurve hat ein Maximum bei $r = 0{,}75$ mm. Da der Abstand zwischen Streufolie und Ringblenden bei dieser Messung 64,3 mm betrug, gehört hierzu ein Streuwinkel in absolutem Maße von $\lambda = 0{,}0116$.

Es war wünschenswert, sich zur Feststellung der erreichbaren Meßgenauigkeit darüber zu orientieren, inwieweit die beobachteten Kurven mit der zu erwartenden Gaußschen Fehlerkurve übereinstimmten. In Fig. 4 ist die unter Verwendung des experimentell bestimmten Streuwinkels λ aus dem Gaußschen Fehlergesetz berechnete Streukurve punktiert eingetragen. Es ist evident, daß die beobachtete Streukurve weitgehend dadurch wiedergegeben wird.

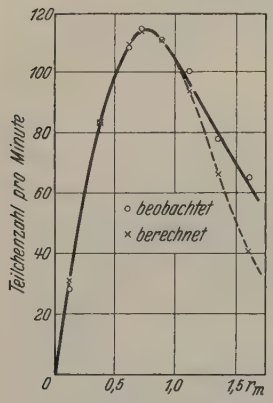

Fig. 4.
Beispiel einer Streukurve.

Bei größeren Winkeln sind die Voraussetzungen der Theorie nicht mehr voll erfüllt (vgl. Ziffer 1), weshalb Abweichungen im beobachteten Sinne zu erwarten sind.

Weiter war zu klären, inwieweit der endliche Querschnitt des Strahlenbündels, der durch den Durchmesser von aktivierter Nadel und Blende B' gegeben war, die Lage des Kurvenmaximums beeinflußte. Vorversuche hatten gezeigt, daß jedenfalls bei sehr kleinen Streuwinkeln dieser Einfluß recht deutlich werden kann. Um über seine Größe ein Urteil zu gewinnen, bzw. ihn eliminieren zu können, wurde mit drei zusammengehörigen Paaren von Nadeln und Blenden vom Durchmesser 0,86, 0,58 und 0,41 mm die Abhängigkeit des Streuwinkels von diesen Durchmessern untersucht und graphisch dargestellt. Der Durchmesser der Nadel wurde dadurch dem Durchmesser der Blende gleichgemacht, daß die konisch zulaufende Nadel an der Stelle der gewünschten Dicke einen ringförmigen Wulst aus Klebwachs erhielt.

Fig. 5 zeigt drei so gewonnene Kurven für drei verschiedene Geschwindigkeiten der α-Strahlen. Auf der Abszisse sind die Durchmesser der Blenden- und Nadelpaare, auf der Ordinate die zugehörigen gemessenen Streuwinkel in Minuten aufgetragen. Die durch die gemessenen Punkte gelegten Kurven

wurden bis zum Schnitt mit der Ordinatenachse verlängert, wo sie, wie eine mathematische Betrachtung zeigt, mit horizontaler Tangente einmünden. Der hieraus gewonnene Winkel wurde als wahrscheinlichster Streuwinkel für unendlich dünnes Strahlenbündel für die drei angegebenen Geschwindigkeiten der Figur entnommen. Damit war die Möglichkeit gegeben, alle Messungen bei kleinen Streuwinkeln, die stets mit einer Nadel und einer Blende von 0,58 mm Durchmesser ausgeführt wurden, entsprechend zu korrigieren. Die der Fig. 5 entnommene Korrektionskurve ist in Fig. 6 wiedergegeben. In ihr ist auf der Abszisse der beobachtete Streuwinkel λ, auf der Ordinate die prozentuale Abweichung $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 100$ aufgetragen. Man entnimmt aus der Kurve für das hier gegebene Beispiel eine Korrektion von 3,3%, so daß also der wahrscheinlichste Streuwinkel zu 0,0112 wird.

Zur Genauigkeit der Messung ist folgendes zu sagen: Wollte man in der Weise vorgehen, daß man die gemessenen Punkte durch eine Kurve

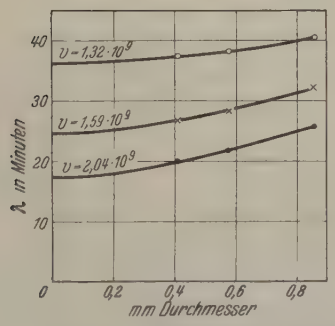

Fig. 5.
Einfluß der Querdimensionen des Strahlenbündels.

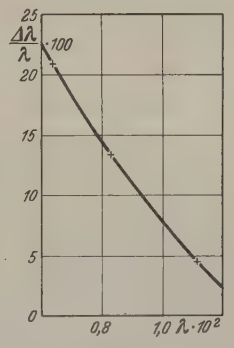

Fig. 6.
Prozentuale Abweichung des wahrscheinlichsten Streuwinkels vom beobachteten infolge der endlichen Querdimensionen des Strahlenbündels.

verbindet und aus dem Maximum dieser Kurve den wahrscheinlichsten Streuwinkel entnimmt, so hätte man dem schon von Geiger und in der vorliegenden Arbeit festgestellten Charakter der Streukurven (Fig. 4) als Gaußscher Fehlerkurven nicht Rechnung getragen. Vielmehr wird man den Verhältnissen am besten gerecht werden, wenn man der Ermittlung des Streuwinkels diejenige Gaußsche Fehlerkurve zugrunde legt, die sich den Meßpunkten bei nicht zu großen Winkeln am besten einfügt. Die Meßgenauigkeit, die so erreicht werden kann, wird auf $\pm$ 5% geschätzt.

4. Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels von der Geschwindigkeit der α-Strahlen.

Die Geschwindigkeit der α-Strahlen wurde durch Bremsfolien aus Glimmer (Tabelle 1), die direkt vor dem Präparat angebracht wurden, herabgesetzt. Die Messungen erstreckten sich über den Geschwindigkeitsbereich von $2{,}04 \cdot 10^9$ bis $0{,}88 \cdot 10^9$ cm/sec; das entspricht Restreichweiten der α-Strahlen in Luft von 8,11 bis 0,65 cm. Wegen der Inhomogenität der α-Strahlen am Ende ihrer Bahn konnte die angegebene untere Grenze nicht unterschritten werden. Als Streufolien kamen die beiden auf Zelluloidhäutchen aufgedampften Goldfolien Nr. I von etwa 0,16 μ Dicke und Nr. III von etwa 1,1 μ Dicke zur Verwendung. Die zweite ist also etwa siebenmal so dick wie die erste.

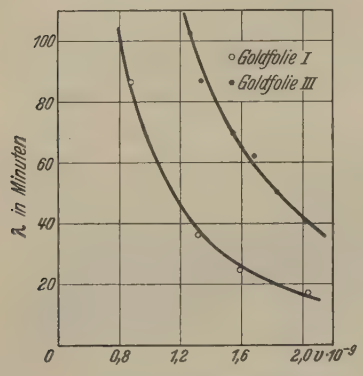

Fig. 7. Die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit.

Die Ergebnisse sind wiedergegeben in Tabelle 4 und Fig. 7. Die dritte Spalte der Tabelle enthält die Restreichweite der α-Strahlen nach Durchsetzen der Bremsfolie und der halben Streufolie. Aus diesen Werten wurden nach der Geigerschen Beziehung $v^3 = a_0 R_0$ die Geschwindigkeiten v berechnet, die in der zweiten Spalte eingetragen sind. Die Konstante a_0 wurde aus den Werten $R_0 = 8{,}17$ cm und $v = 2{,}052 \cdot 10^9$ cm/sec für die α-Strahlen von Thorium C′ zu $a_0 = 1{,}058 \cdot 10^{27}$ errechnet. Spalte 5 enthält

Tabelle 4. Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels von der Geschwindigkeit der α-Strahlen.

1	2	3	4	5	6	7	8
Goldfolie Nr.	Geschwindigkeit $v \cdot 10^{-9}$	Restreichweite cm	$v^2 \cdot 10^{-18}$	Streuwinkel λ im Bogenmaß	λ Minuten	$\lambda \cdot v^2 \cdot 10^{-16}$	Mittelwert aus Spalte 7
I	2,04	8,11	4,15	0,0050	17,2	2,07	1,93
	1,59	3,85	2,55	0,0072	24,6	1,84	
	1,32	2,19	1,75	0,0106	36,4	1,86	
	0,88	0,65	0,78	0,0251	86,5	1,96	
III	2,02	7,81	4,08	0,0122	41,9	4,99	4,91
	1,84	5,93	3,40	0,0147	50,7	5,00	
	1,69	4,57	2,86	0,0182	62,5	5,20	
	1,55	3,55	2,41	0,0205	70,8	4,95	
	1,34	2,29	1,80	0,0254	87,6	4,58	
	1,26	1,89	1,59	0,0298	103,0	4,75	

die experimentell gemessenen Werte für λ, während in Spalte 7 die Produkte $\lambda v^2 \cdot 10^{-16}$ aufgeführt sind, die nach der Theorie von Bothe konstant sein sollen. Diese Werte schwanken um weniger als 7,5% um den Mittelwert, was als befriedigend angesehen werden kann.

In Fig. 7 bedeuten die Ringe und die Punkte Meßpunkte, während die Kurven unter Verwendung der Mittelwerte 1,93 bzw. 4,91 der Produkte in Spalte 7 (Tabelle 4) nach der Beziehung $\lambda v^2 \cdot 10^{-16} = 1{,}93$ bzw. 4,91 errechnet wurden.

Man sieht, daß die von Bothe theoretisch begründete Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels von dem reziproken Quadrat der Geschwindigkeit durch das Experiment gut bestätigt wurde.

5. *Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels von der Schichtdicke der Streufolien.*

Sowohl die Messungen von Geiger und von Mayer, als auch die theoretischen Folgerungen von Bothe zeigten, daß für dünne Folien der wahrscheinlichste Streuwinkel λ proportional der Quadratwurzel aus der Schichtdicke ist. Da dieses Ergebnis schon ziemlich sicher erschien, beschränkte ich mich auf eine kurze Meßreihe in folgender Weise:

Für zwei verschiedene Goldfolien wurde der wahrscheinlichste Streuwinkel λ_1 bzw. λ_2 gemessen, dann λ_{12} für beide Streufolien zusammen. Wie man sich leicht überlegt, muß bei Gültigkeit des Botheschen Gesetzes die Beziehung

$$\lambda_1^2 + \lambda_2^2 = \lambda_{12}^2$$

erfüllt sein.

Es wurde im Bogenmaß $\lambda_1 = 0{,}50 \cdot 10^{-2}$, $\lambda_2 = 0{,}99 \cdot 10^{-2}$ gemessen. Hieraus berechnet sich nach obiger Beziehung $\lambda_{12} = 1{,}11 \cdot 10^{-2}$, während der Versuch $\lambda_{12} = 1{,}12 \cdot 10^{-2}$ ergab.

Für alle drei Kurven wurde die Lage des Maximums sehr sorgfältig bestimmt, so daß hierfür ein Fehler von höchstens $\pm 5\%$ in Betracht kommen kann. Für den aus λ_1 und λ_2 durch Rechnung zusammengesetzten Winkel $\lambda_{12} = \lambda_1^2 + \lambda_2^2$ folgt aus einer einfachen Fehlerbetrachtung als höchstens zugelassener Fehler ebenfalls $\pm 5\%$. Man übersieht, daß eine Abweichung von 10% vom Botheschen Wurzelgesetz mit Sicherheit hätte erkannt werden müssen.

Das angewandte Verfahren hatte den Vorzug, daß die absolute Schichtdicke nicht bekannt sein mußte, was einerseits erhebliche experimentelle Vereinfachung ergab und andererseits die Genauigkeit der Messung erhöhte.

Meine Versuche zeigen also erneut, daß die Abhängigkeit von der Schichtdicke mit deren Wurzel geht.

6. *Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels vom Material der Streufolien.*

Um die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels vom Material festzustellen, wurden Messungen an Aluminium mit der Ordnungszahl 13, an Silber mit der Ordnungszahl 47 und an Gold mit der Ordnungszahl 79 ausgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Tabelle 5. Die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels vom Material der Streufolie.

1	2	3	4	5	6	7	8
Streufolie	Ordnungszahl	Geschwindigkeit $v \cdot 10^{-9}$	Schichtdicke $\cdot 10^5$ cm	Streuwinkel gemessen	Reduziert auf $v_0 = 2{,}05 \cdot 10^9$ cm und gleiche Atomzahlen	Berechneter Streuwinkel	Quotient $\frac{\text{gemessen}}{\text{berechnet}}$
Al I	13	2,01	56,0	0,0090	0,001 16	0,001 29	0,90
Ag II	47	1,59	4,20	0,0097	0,002 89	0,004 52	0,64
Au IV	79	1,34	2,34	0,0131	0,003 71	0,007 65	0,49
Au IV	79	2,04	2,34	0,0058	0,003 80	0,007 65	0,50

In Spalte 5 sind die gemessenen Streuwinkel im Bogenmaß aufgeführt. Sie wurden auf eine Geschwindigkeit der α-Strahlen von $2{,}05 \cdot 10^9$ cm/sec und auf gleiche Atomzahlen der durchstrahlten Schicht reduziert (es wurde $\frac{\varrho}{A} \cdot x = 10^{-6}$ Mol. cm^{-2} gewählt) und in Spalte 6 eingetragen. Die zugehörigen, nach der Botheschen Formel berechneten Werte findet man in Spalte 7, während die letzte Spalte das Verhältnis der reduzierten gemessenen zu den berechneten Winkeln enthält, das bei genauer Gültigkeit der Theorie gleich Eins sein müßte.

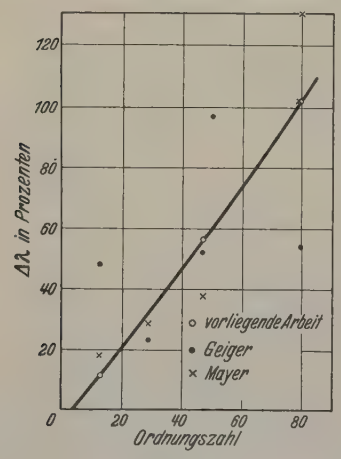

Fig. 8.
Prozentuale Abweichung des berechneten Streuwinkels vom gemessenen in Abhängigkeit von der Ordnungszahl.

Bei Aluminium trifft dies noch einigermaßen zu. Die große Dicke der Aluminiumfolie erforderte Berücksichtigung der Geschwindigkeitsabnahme der α-Strahlen in der Streufolie, was sich bei bekanntem Luftäquivalent und bekannter Schichtdicke rechnerisch durchführen ließ.

Die Zahlen für Silber und Gold weichen aber in zunehmendem Maße von eins ab und betragen bei Gold nur noch etwa die Hälfte davon. Die

Gründe hierfür werden in Ziffer 7 diskutiert. Es ist sicher, daß die Abweichungen weit außerhalb der Meßfehler liegen.

Fig. 8 zeigt die prozentuellen Abweichungen der berechneten Streuwinkel von den beobachteten als Funktion der Ordnungszahl Z, die auf der Abszisse aufgetragen ist. Wenn man die Ergebnisse von Geiger und von Mayer in derselben Weise verwertet, was mangels absoluter Angabe der Schichtdicke nur roh möglich ist, so verlaufen auch die von ihnen gefundenen Abweichungen durchaus im selben Sinne. Sie sind in der Figur durch Punkte und Kreuze wiedergegeben.

Mittels eines linearen Ansatzes wurde nun aus den beobachteten Abweichungen ein empirischer Korrektionsfaktor zur Botheschen Formel für den wahrscheinlichsten Streuwinkel λ errechnet, die damit die Form erhält:

$$\lambda = 4{,}0 \cdot 10^{17} \sqrt{\frac{\varrho}{A} \cdot x} \sqrt{1 + \frac{1}{Z}} \cdot \frac{Z}{v^2} \left(\frac{1{,}076}{1 + 0{,}0147 \cdot Z} \right).$$

Zu den Messungen an Gold ist noch zu bemerken, daß sie mit zwei sehr verschiedenen Geschwindigkeiten der α-Strahlen entsprechend Restreichweiten von 8,10 und 2,18 cm ausgeführt wurden. Die Goldfolie IV war außerdem freitragend, d. h. die Zelluloidschicht, auf der das Gold niedergeschlagen war, war abgelöst (Ziffer 2). Wie Spalte 6 zeigt (Tabelle 5), weichen die beiden Werte nur um 2% voneinander ab und bestätigen die gefundene Abhängigkeit von der Geschwindigkeit aufs neue, diesmal für eine freitragende Goldfolie.

7. Die Diskussion der Ergebnisse.

In der vorliegenden Arbeit wurde bestätigt, daß der wahrscheinlichste Streuwinkel proportional der Wurzel aus der Schichtdicke der Streufolie ist. Ferner wurde klargestellt, daß die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v der α-Strahlen umgekehrt proportional dem Quadrate von v ist. Auf Grund des Charakters der Vielfachstreuung als Fehlerfunktion ist auch nichts anderes zu erwarten, falls durch die Variation der Schichtdicke bzw. der Geschwindigkeit die Elementarfehler ϑ unabhängig voneinander bleiben und die Voraussetzungen ihres Entstehungsgesetzes keine Veränderung erfahren.

Bezüglich der Variation der Schichtdicke ist dies ohne weiteres offensichtlich. Bezüglich der Geschwindigkeitsabhängigkeit zeigen gerade meine Messungen, daß der elementare Streuprozeß keine mit dieser Methode erkennbaren Anomalien aufweist, denn innerhalb des Geschwindigkeits-

bereiches von $2{,}04 \cdot 10^9$ bis $0{,}88 \cdot 10^9$ cm/sec besteht Übereinstimmung mit der Ableitung von Bothe, der ja gerade die theoretisch verlangte Abhängigkeit der elementaren Ablenkung vom reziproken Geschwindigkeitsquadrate seiner Rechnung zugrunde legte.

Besonders interessant ist die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels von der Ordnungzahl der Streufolien (Tabelle 5). Wie man sieht, treten Abweichungen von der Botheschen Theorie auf, die mit zunehmender Ordnungszahl größer werden. Diese Abweichungen sind dergestalt, daß die nach der von Bothe für den Streuwinkel λ aufgestellten Formel berechneten Werte für Aluminium um 11%, für Silber um 56% und für Gold um 102% größer sind als die experimentell gemessenen.

Ändert man die Ordnungszahl, so ändern sich auch die Geschwindigkeiten der Elektronen der Atomhülle, was bei unelastischen Stößen zwischen ihnen und den α-Strahlen einen Einfluß auf die Streuung ausüben könnte. Vermutlich ist aber die Ursache für die Differenzen zwischen Theorie und Experiment im wesentlichen darin zu suchen, daß sich, wie aus der Bohrschen Theorie folgt, mit zunehmender Ordnungzsahl die Elektronendichte als Funktion des Abstandes vom Kern nicht gleichmäßig, sondern in den inneren Gebieten der Elektronenhülle weit stärker vergrößert als in den äußeren, während Bothe homogene Verteilung der negativen Ladung seiner Rechnung zugrunde legte. Bedenkt man noch, daß gerade die Ablenkungen in großen Kernabständen viel größere Wahrscheinlichkeit besitzen als in geringen, so erkennt man, daß ein großer abschirmender Einfluß der inneren Elektronen zu erwarten ist, der mit zunehmender Ordnungszahl größer wird. Dies entspricht dem experimentellen Befund durchaus.

Es wird Sache der Theorie sein, diese Verhältnisse einer Prüfung zu unterziehen.

Zusammenfassung.

Die vorliegende Arbeit sollte Klarheit schaffen über die Unstimmigkeiten zwischen den bisherigen experimentellen Befunden bezüglich der Vielfachstreuung der α-Strahlen und den theoretischen Ergebnissen von Bothe, dessen Betrachtungen als die eingehendsten auf diesem Gebiete zu werten sind.

1. Es wurde zuerst die Abhängigkeit des wahrscheinlichsten Streuwinkels von der Geschwindigkeit der α-Strahlen untersucht, wobei festgestellt wurde, daß innerhalb des Geschwindigkeitsbereiches von $2{,}04 \cdot 10^9$ bis $0{,}88 \cdot 10^9$ cm/sec, was Restreichweiten der α-Strahlen von 8,11 bis

0,65 cm entspricht, der wahrscheinlichste Streuwinkel umgekehrt proportional dem Quadrate der Geschwindigkeit ist.

2. Es wurde bestätigt, daß der wahrscheinlichste Streuwinkel von der Wurzel aus der Schichtdicke der Streufolie abhängt, wobei nur Folien verwendet wurden, deren Dicken von der Größenordnung von 10^{-5} bis 10^{-4} cm waren.

3. Es wurden Untersuchungen an Aluminium, Silber und Gold gemacht, welche zeigten, daß der wahrscheinlichste Streuwinkel nicht einfach der Ordnungszahl proportional ist. Die Abweichungen hiervon nahmen mit wachsender Ordnungszahl zu und wurden für Gold größer als der Ablenkungswinkel selbst.

4. Es wurde gezeigt, daß die Streukurven der Vielfachstreuung innerhalb gewisser Grenzen durch eine Fehlerfunktion beschrieben werden können und daß in der Theorie von Bothe die physikalischen Annahmen zur Berechnung der Konstante des Fehlergesetzes mit Ausnahme der Voraussetzung über die Verteilung der negativen Ladung der Elektronenhülle richtig getroffen zu sein scheinen.

5. Die im Einklang mit der Theorie von Bothe gefundene Proportionalität des wahrscheinlichsten Streuwinkels mit dem reziproken Quadrat der Geschwindigkeit weist darauf hin, daß mindestens bei Gold der atomare Streuvorgang bei Variation der Geschwindigkeit zwischen $2{,}04 \cdot 10^9$ und $0{,}88 \cdot 10^9$ cm/sec innerhalb der erreichten Meßgenauigkeit keine Anomalien aufweist.

6. Es wurde an Hand der experimentellen Ergebnisse ein Korrektionsfaktor zur Botheschen Formel für den wahrscheinlichsten Streuwinkel bestimmt, der die Berechnung dieses Winkels in erster Annäherung gestattet.

Herrn Professor Dr. Geiger danke ich für die Anregung zu der vorstehenden Arbeit und das ihr stets entgegengebrachte fördernde Interesse. Desgleichen möchte ich an dieser Stelle Herrn Privatdozent Dr. Gerthsen für einige wertvolle Ratschläge meinen Dank aussprechen.

Tübingen, Mai 1932.

Lebenslauf.

Ich, Georg Maurer, wurde am 21. Mai 1901 in Reutlingen geboren. Nach drei Vorschuljahren besuchte ich von 1910—1914 die Oberrealschule in Reutlingen und nach einem weiteren Vorbereitungsjahre die Lehrerseminare in Nagold und Heilbronn a. N. In den Jahren 1919—1925 widmete ich mich kaufmännischer Tätigkeit und legte dann im Frühjahr 1927 an der Oberrealschule in Reutlingen die Reifeprüfung als außerordentlicher Teilnehmer ab. Hernach studierte ich in Tübingen Physik, Mathematik, Angewandte Mathematik und Chemie.